

# Tektonomechanik - Stiefkind der Geologie?

Mandl, Georg

Veröffentlicht in:  
Jahrbuch 1983 der Braunschweigischen  
Wissenschaftlichen Gesellschaft, S.27-51



Verlag Erich Goltze KG, Göttingen

## **Tektonomechanik – Stiefkind der Geologie? \*)**

Von **Georg Mandl**,

Koninklijke/Shell Exploratie & Productie Laboratorium, Rijswijk, Niederlande

### **Zusammenfassung**

Hilfsmittel tektonomechanischer Forschung sind, neben Feldstudien, vor allem Modellexperimente, theoretisch-mechanische Analysen und Computersimulationen tektonischer Prozesse.

Die jeweiligen Vor- und Nachteile dieser Methoden werden an Hand von konkreten Beispielen besprochen. Mittels neuerer Ergebnisse wird gezeigt, wie durch Kombination der Methoden die den einzelnen Verfahren anhaftenden Nachteile vermieden werden können, die in der Vergangenheit Gründe waren für die reservierte Haltung weiter Geologenkreise gegenüber tektonomechanischer Forschung.

### **I. Einleitung**

Die Kruste der Erde ist, wie wir wissen, in fortdauernder Bewegung. Als Bestandteil der Lithosphäre nimmt sie teil an der Relativbewegung von etwa einem Dutzend Plattenkörper, welche aneinander vorbeigleiten, auseinanderdriften, kollidieren oder verschluckt werden. Von dieser globalen Dynamik zeugen Erdbebengürtel, Tiefseegräben, Sedimentbecken, Orogene, die mittelozeanischen Rücken und gewaltige Horizontalverschiebungen. Diese globalen Krustenbewegungen – Gegenstand der Global- oder Plattentektonik – setzen sich fort in Falten- und Bruchstrukturen über alle Zwischenbereiche bis hinunter in den Größenbereich der Mikrotektonik.

Die Erfassung dieser, nicht nur in ihren Dimensionen, sondern vor allem in ihren Formen so überaus reichen Erscheinungswelt, ist Aufgabe der Tektonischen Geologie, bzw. der Strukturgeologie (beide Bezeichnungen werden im Folgenden als Synonyme verwendet). In erster Linie wird hierbei die geometrisch/kinematische Seite der Strukturen untersucht und eine Unzahl von Unterscheidungen und Klassifizierungen vorgenommen.

So wird, zum Beispiel, sehr genau zwischen den beiden Faltentypen unterschieden, die in Abb. 1 a, b) vertreten sind: Beide Falten sind das Ergebnis seitlicher Einengung turbiditischer Sedimente aus dem Karbon. Abb. 1 a) zeigt eine sogenannte ‚Kofferralte‘, entstanden durch ‚Biegegleiten‘, d.h. dadurch, daß jeweils höhere Schichten über ihre Unterlage scheidelwärts gegliitten sind – wie bei der Verbiegung eines Kar-

---

\*) Vortrag gehalten am 6. Mai 1983 anlässlich der Verleihung der Gauß-Medaille an Univ.-Prof. Baurat, Dipl.-Ing. Dr. techn., Dr. mont. h.c. Leopold Müller, Salzburg.



Abbildung 1:

a) Kofferfalte in Turbiditsedimenten (Karbon), nördlich von Bude, Devon, U.K.

b) Gewölbefalte (Karbon), irische Westküste.

tenpaketes. Von der Kofferfalte unterscheidet sich deutlich in Form und Kinematik die gewölbeförmige Falte der Abbildung 1b); Biegegleiten dürfte bei ihrer Entstehung kaum eine Rolle gespielt haben.

Trotz genauester geometrisch/kinematischer Unterscheidung zwischen den beiden Faltentypen unseres Beispiels bleibt die Frage offen, warum in den beiden Fällen die Sedimente so unterschiedlich auf seitliche Einengung reagiert haben. Dies ist eine Frage nach der Mechanik des tektonischen Vorganges, also nach dem Zusammenspiel von Schwerkraft, mechanischen Spannungen und Verformungen – eine tektonomechanische Frage.

Dies einleitende Beispiel rückt bereits unser Thema ins Licht. Wenn man bedenkt, daß die meisten Knickfalten in der Tiefe unter Überlagerung von mehreren Kilometern Sediment entstanden sind, wird man sich fragen, wie unter diesen Umständen Biegegleiten möglich ist. Erst seit ein paar Jahren scheint man sich in weiteren Kreisen bewußt geworden zu sein, daß für dieses Biegegleiten der Reibungswiderstand zwischen den Schichten sehr gering sein muß und im Allgemeinen nicht mehr als einige Bar (!) betragen darf. In den meisten Fällen kann dies nur durch enorme Porenwasserüberdrücke erreicht werden; also Porenwasserdrücke, die etwa mehr als das Doppelte des Druckes der normalen statischen Wassersäule betragen und so den Großteil des Gesteinsdruckes tragen und damit das Festkörperskelett des Gesteins entlasten. Diese Erniedrigung der Effektivspannung, die die Sedimentkörner aufeinander preßt, hat eine entsprechende Erniedrigung des Reibungswiderstandes zur Folge.

Dem Bodenmechaniker mag dies selbstverständlich erscheinen, hat doch Karl v. Terzaghi bereits Mitte der zwanziger Jahre die Bedeutung der Effektivdruckspannungen (d.h. der um den Porendruck verminderten totalen Normalspannungen im porösen Material) für die Mechanik flüssigkeitsgesättigter, körniger Medien erkannt und mit der Einführung dieses Konzepts den Aufschwung der modernen Bodenmechanik eingeleitet. Dennoch hat es 35 Jahre gedauert, bis dieses Grundkonzept der Bodenmechanik Eingang in die Tektonische Geologie fand, und zwar in der klassischen Arbeit von M. King Hubbert & Rubey (1959) über die Rolle hoher Porenwasserdrücke beim Transport tektonischer Decken.

Tektonische Decken sind bekanntlich Gesteinskörper von riesiger Ausdehnung, die von ihrer ursprünglichen Unterlage abgesichert, ihr Vorland auf mehr oder weniger horizontaler Gleitbahn überfahren haben, ohne hierbei ihren inneren Zusammenhalt zu verlieren. Auf das mechanische Paradox dieses Transportprozesses hatte bereits 1909 der K.u.K. Physiker v. Smoluchowski hingewiesen, daß nämlich die zur Überwindung der normalerweise zu erwartenden Sohlenreibung erforderlichen Schubkräfte den Deckenkörper vollständig zerstören müßten, da keine Gesteinsart solcher Belastung standhalten könnte. Hubbert und Rubey lösten dieses Paradox durch Anwendung des bodenmechanischen Rutschungsmodells von v. Terzaghi, bei dem der Scherwiderstand an der Rutschungsfläche durch hohe Porenwasserdrücke wesentlich herabgesetzt wird.

Diese Übertragung eines mechanischen Modells aus einer Nachbardisziplin kam also mit einer Verzögerung von mehreren Jahrzehnten zustande – keineswegs ein

Einzelfall, sondern eher symptomatisch für die Vernachlässigung der ‚Tektonomechanik‘. Freilich müssen wir hier sogleich daran erinnern, daß Pioniere der tektonischen Geologie schon vor etwa einem halben Jahrhundert versucht haben, tektonische Strukturen als Ergebnis mechanischer Prozesse zu verstehen. Vor allem war es Hans Cloos, der diese Richtung mit bahnbrechenden Arbeiten zur Tektonik von Grabensystemen und Horizontalverschiebungen vertreten hat. Er hat auch, wie L. Müller, Salzburg, berichtet, den Term ‚Geomechanik‘ als Mechanik tektonischer Vorgänge geprägt. In diesem Sinne hat auch L. Müller, Salzburg, selbst ‚Geomechanik‘ verstanden, wie man in seiner noch heute sehr aktuellen Arbeit über geomechanische Probleme aus dem Jahre 1948 (Geologie und Bauwesen, Jg. 16, H. 3/4) nachlesen kann. Auch A. Nadai muß hier erwähnt werden, der als theoretischer Mechaniker in seinem zweibändigen Werk „Theory of flow and fracture of solids“ wertvolle Beiträge und Anregungen zur Mechanik tektonischer Prozesse gegeben hat.

Leider war diesen vielversprechenden Anfängen nicht der gewünschte Aufschwung einer der Tektonik zugewandten Mechanik beschieden. Dies gilt wohl auch noch für die stattliche Reihe bedeutender Arbeiten, die ein anderer Theoretiker, Maurice Biot, der Elastizität poröser Gesteine, der Theorie viskoelastischer Faltungsvorgänge im anisotropen Gestein, und der Theorie des Salzdiapirismus gewidmet hat. Erst seit einigen Jahren beginnen Biot's Arbeiten wirksam zu werden.

Die hauptsächliche Entwicklung der Geomechanik ging in eine andere Richtung, nämlich zur Felsbaumechanik (‚Rock engineering‘) hin. Deutlichkeitshalber wollen wir daher die Geomechanik, um die es uns hier geht, ‚Tektonomechanik‘ nennen. Im Folgenden soll versucht werden, an Hand einiger Beispiele Gründe für die stiefmütterliche Behandlung aufzuzeigen, die der Tektonomechanik in der Vergangenheit zu Teil wurde, und die Chancen zu erwägen, die dieses Forschungsgebiet heute hat.

## II. Tektonische Modellversuche

Das tektonische Verfahren, wie wir es heute auch in unserem Institut praktizieren, ist eine Kombination von Feldstudien, mechanischer Theorie, numerischer Simulation und von Modellversuchen. Dies ist in Abb. 2 veranschaulicht.

Aus Felddaten (von Aufschlüssen, Satellitenphotos, Bohrungen, und vor allem geophysikalischen Erkundungsmethoden) wird ein im allgemeinen fragmentarisches Bild von Strukturen gewonnen, deren Entstehungsgeschichte wir verstehen wollen. Das Problem wird formuliert – natürlich unter Ausschaltung alles für den Typus der betrachteten Struktur nebensächlichen – und mit theoretischen, numerischen und experimentellen Methoden angegangen. Wir werden ausführlicher auf die Wichtigkeit der Synthese dieser Methoden eingehen, aus der schließlich Modelle für die tektonische Genese des betrachteten Strukturtyps hervorgehen. Die Gegenüberstellung mit den Felddaten entscheidet schließlich über die Brauchbarkeit dieser Modelle.

Bevor wir dieses Verfahren mit Beispielen illustrieren, wollen wir hier einige mehr allgemeine Bemerkungen zur Verwendung von Modellexperimenten und theoretisch-mechanischen Methoden in der Tektonik einfügen.

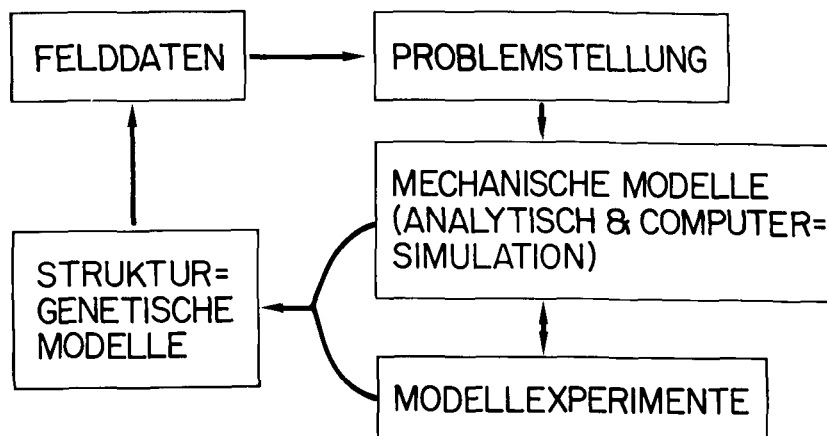


Abbildung 2:  
Schema des tektonischen Verfahrens.

Tektonische Experimente sind so alt wie der erste Versuch eines Geologen am Tischtuch seiner Frau die Entstehung von Faltengebirgen zu demonstrieren. Ernsthaftere Versuche, um mit Gips, Wachs, Pech u. dgl. tektonische Faltenbildung zu modellieren, wurden bereits im vorigen Jahrhundert unternommen, z. B. von H. M. Cadell, der schon 1889 eine Arbeit über ‚Experimental research in mountain building‘ veröffentlichte.

Versuche dieser Art lassen sich trefflich mit dem englischen Ausdruck ‚look-alikes‘ charakterisieren, der andeutet, daß es sich um oberflächliche Ähnlichkeiten handelt, die den mechanischen Vorgang nicht erhellen, weil eben zwischen Modell und großmaßstäblicher Wirklichkeit die Beziehungen in Materialverhalten und mechanischen Randbedingungen unbekannt bleiben, eine tragfähige Vergleichsbasis also fehlt. Dennoch liegt es uns ferne, solche Pionierleistungen abschätzig beurteilen zu wollen, zeigen diese ‚look-alikes‘ doch immerhin kinematisch mögliche Abläufe – was natürlich keineswegs besagen will, daß diese Abläufe auch mechanisch realisierbar sind.

Es darf uns also nicht wundern, daß die anfängliche Begeisterung über den heuristischen Wert dieser Experimente einer kritischen und sogar ablehnenden Haltung Platz machte. \*)

Soll ein tektonisches Experiment heute akzeptabel sein, so muß es eine durchschaubare, eindeutige Zuordnung des Verformungsprozesses in Modell und Prototyp erlauben, und zwar in allen Einzelphasen des Prozesses. Hierzu bedarf es bekanntlich

\*) So schreibt de Sitter in seiner ‚Structural Geology‘ (New York 1956) auf Seite 17: „... the imitative experiment, which in spite of lack of theoretical background has blundered into quite surprising results. None the less its limitations are now clearly visible, and we do not believe it can ever bring us much fundamental knowledge.“

nicht nur geometrisch ähnlicher Ausgangssituationen und ähnlicher kinematischer Randbedingungen, sondern vor allem auch mechanischer Maßstabtreue. Diese beruht hauptsächlich auf der maßstäblichen Verknüpfung von Spannungen und Verformungen, was gemeinsame Materialgesetze für Modell und Prototyp voraussetzt.

Die ersten experimentierenden Geologen, die versuchten, Materialgesetze zu berücksichtigen, waren J. Koenigsberger und O. Morath in Freiburg i. Br. („Theoretische Grundlagen der experimentellen Tektonik“, Z. Dtsch. Geol. Ges. 65, Mber. 65–86, Stuttgart 1914) und einige Jahre später Hans Cloos. Diesen Forschern war es vor allem an einem maßstäblichen Festigkeitsverhalten des Modellmaterials gelegen. Erst King Hubbert bezog 1937 zeitabhängiges Materialverhalten in seiner einfachsten Form, der Newtonschen Viskosität, in die geologische Modelltheorie ein und machte die dimensionsanalytische Methode in geologischen Kreisen populär (Hubbert, M. K., „Theory of scale models as applied to the study of geological structures“, Geol. Soc. Am. Bull., 48, 1459–1520, 1937). Man muß natürlich beim Rückblick auf die Geschichte des tektonischen Experimentes bedenken, daß damals die Erforschung der Stoffgesetze für Fest- und Lockergesteine noch in den Kinderschuhen steckte und daß diese Forschung auch heute noch keineswegs abgeschlossen ist.

Ich kann bei der Frage der Modellgesetze nicht verweilen und muß mich darauf beschränken, das Kernproblem der Modellierung tektonischer Scher- oder Verschiebungsbrüche anzudeuten.

Bei diesen Prozessen spielt die Zeitdauer kaum eine Rolle; ihre Modellierung ist daher einfacher als die tektonischer Faltungsvorgänge, bei welchen die Deformationsgeschwindigkeit ein wesentlicher Parameter ist. Abbildung 3 erinnert an die bekannte Frage warum es keine Riesen gibt: Vergrößern wir alle Abmessungen der kleineren Figur um das  $n$ -fache, so vergrößert sich der tragende Querschnitt um das  $n^2$ -fache und das Gewicht um das  $n^3$ -fache. Die Vertikaldruckspannung erhöht sich also um

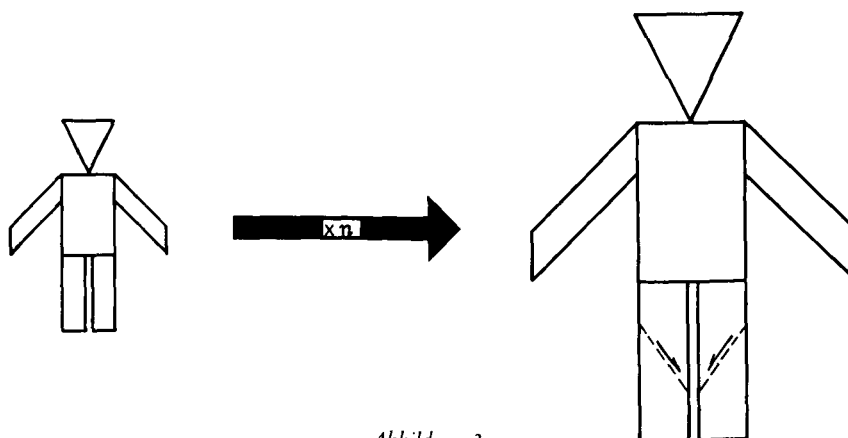


Abbildung 3:  
Maßstabsänderung, Spannungen und Festigkeit.

das  $n$ -fache. Nehmen wir an, daß das Skelett beider Figuren aus dem selben Material gebaut ist, so werden die einachsige belasteten Beine des ‚Riesen‘ bei einer gewissen Maßstabsvergrößerung der gleichen Erhöhung des Vertikaldruckes nicht mehr standhalten und einen Scherbruch erleiden.

Wollen wir umgekehrt das Auftreten des Scherbruches im kleinen Modell nachvollziehen, so müssen wir ein Modellmaterial mit maßstäblich erniedrigter Druckfestigkeit wählen. Sinngemäß läßt sich dieses Ergebnis auch auf die im allgemeinen mehrachsigen tektonischen Spannungszustände übertragen, was bedeutet, daß (bei unveränderter Schwerkraft) die Scherfestigkeit des Modellmaterials im selben Maßstab reduziert werden muß wie die mechanischen Spannungen, d.h. wie die linearen Abmessungen. In der Praxis bedeutet dies etwa eine 100.000-fache Erniedrigung.

Die Scherfestigkeit von Gesteinen, d.h. die maximale Schubspannung, die das Material noch ohne Bruch aushält, besteht aus zwei Anteilen: einem druckabhängigen und einem druckunabhängigen – der ‚Kohäsion‘. In Sedimentgesteinen und Tiefenbereichen von etwa 1 bis 10 km überwiegt im allgemeinen bei weitem der druckabhängige Anteil, der vielfach in für unsere Zwecke ausreichender Näherung als dem Effektivdruck proportional angenommen werden kann. Überdies ist zu bedenken, daß einer Kohäsion des Sedimentgesteines in der Größenordnung von 100 bar, bei einem Maßstab 1:100.000 eine Modellkohäsion in der Größenordnung von nur  $1 \text{ gr/cm}^2$  entspricht, was sich experimentell doch wohl kaum mehr in kontrollierter Weise verwirklichen läßt.

Wir führen daher die meisten unserer bruchtektonischen Modellexperimente mit trockenem Sand nicht zu kleiner Korngröße durch\*). Natürlich wird bei diesen Modellversuchen mit Sand nicht den einzelnen Sandkörnern, sondern dem ‚reibungplastischen‘ Fließ- und Gleitverhalten des Körneraggregates Modellcharakter beigegeben. Dies ist überaus wichtig, denn es schließt Phänomene von getreuer Modellierung aus, die direkt mit der Größe, Form oder Verteilung der Sandkörner zusammenhängen; also Vorgänge wie die Auflockerung (Dilatanz) des körnigen Materials unter Scherverformung, die damit Hand in Hand gehende Scherentfestigung, und die Breite von Scherzonen. Dies muß bei der Interpretation von Sandexperimenten beachtet werden.

Zusammenfassend läßt sich zur Kritik an tektonischen Modellversuchen sagen, daß sie an drei Punkten ansetzt:

Erstens, an unserer mangelhaften Kenntnis der Stoffgesetze für Gesteine; zweitens, an der Unmöglichkeit alle Modellregeln zu verwirklichen; und drittens, an der Diskrepanz zwischen der Wirklichkeit einer konkreten tektonischen Struktur und den idealisierten Bedingungen des Laboratoriumexperimentes.

---

\*) Vielen der mit leicht kohäsiven Stoffen wie Ton, Baryt oder Gips durchgeführten Experimente entsprechen dann auch in der Natur sehr starke, diagenetisch verfestigte und, überdies, kaum zerklüftete Gesteine. (Jedenfalls, solange diese Versuche mit unveränderter Schwerkraft, also nicht in einer Zentrifuge, durchgeführt wurden.)



Die Kritik bezüglich der ersten beiden Punkte war sicherlich berechtigt und ist auch heute noch ernst zu nehmen. Die meist gehörte Kritik – am dritten Punkt – beruht jedoch auf einem Mißverständnis: Es ist nicht Aufgabe des Modellversuches, eine Struktur in ihrer konkreten Einmaligkeit mit allen zufälligen Nebenerscheinungen zu modellieren, sondern den Strukturtypus – den vom Zufälligen befreiten Bezugsfall.

### III. Numerische Analysen

Die mechanische Analyse tektonischer Prozesse unterscheidet sich von Anwendungen der Mechanik in der Ingenieurspraxis in verschiedener Hinsicht, wie an zwei einfachen Beispielen illustriert werden soll.

Eine erste Schwierigkeit, der man bei der mechanischen Analyse tektonischer Vorgänge begegnet, ist die Abgrenzung des Systems. Die tektonische Einheit, die man analysieren will, muß erst geometrisch abgegrenzt und ihre Wechselwirkung mit der Umgebung, d.h. die Randbedingungen, definiert werden. Relativ einfach ist dies bei manchen Problemen der bereits eingangs erwähnten Überschiebungsdecken.

In Abb. 4 ist eine Deckenscholle schematisch dargestellt. Sie ist begrenzt durch die Deckensohle und Aufschiebungen („thrusts“) an Stirn- und Rückseite. Die Deckenscholle wird von hinten angetrieben, und die Schubkraft muß die Sohlenreibung und den stirnseitigen Widerstand überwinden. Während des Schubes kann der Gesamtwiderstand so weit ansteigen, daß in der Deckenscholle neue Bruchstrukturen entstehen. Die tektono-mechanische Analyse sollte klären, wann, wo und wie sich diese Bruchvorgänge in einer hinreichend idealisierten Deckenscholle abspielen würden.

Wie im unteren Teil der Abb. 4 gezeigt, idealisieren wir die im oberen Teil schematisch dargestellte Deckenscholle noch etwas weitergehend und betrachten einen

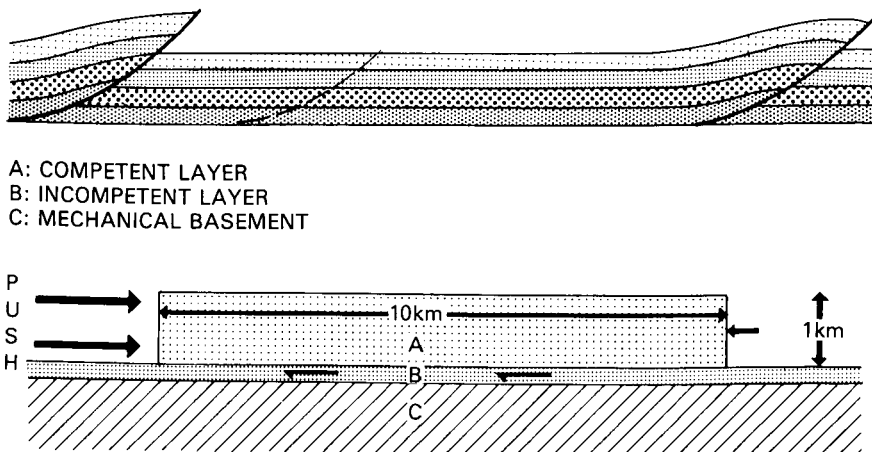


Abbildung 4:  
Deckensohle auf Gleitschicht (schematisch).

Testblock mit rechteckigem Längsschnitt, 10 km Länge und 1 km Höhe. Der Block erstreckte sich in der Breite hinreichend weit, so daß die Verformungen als eben betrachtet werden dürfen. Überdies sei das homogene Material, aus dem der Block besteht, so spröde, daß es unter kompressiver Belastung eher zu Scherbrüchen als zu Faltungen kommt. Diese Annahme trifft in der Natur tatsächlich häufig zu.

Der allererste Schritt in der mechanischen Analyse unseres Deckenblockes ist die Bestimmung des elastischen Spannungsfeldes für den ebenen Verformungszustand. An diese Aufgabe hat sich als erster W. Hafner herangemacht (Bull. geol. Soc. Am. **62**, 1951, 373–98), dessen Analyse Eingang in die Textbücher der Strukturgeologie gefunden hat. Hafner bediente sich dabei der ‚inversen‘ Methode, d.h. er wählte aus der Klasse von Lösungen, die sich nach Wahl eines einfachen Polynomansatzes für die Airy'sche Spannungsfunktion herleiten lassen, jene Spannungsfelder aus, die geologisch sinnvoll erscheinende Randbedingungen bestimmen. Abb. 5a) zeigt typische Randbedingungen der Hafner'schen Lösungen. Charakteristisch sind vor allem der konstante Stützdruck an der Deckensohle und die geologisch weniger sinnvoll anmutenden Schubspannungen an Stirn- und Rückseite. Die Horizontaldruckspannung an der Rückseite nimmt nur wenig mit der Tiefe zu.

Beim Betrachten der Hafner'schen Randbedingungen drängt sich einem die Frage auf, ob die Natur es uns wirklich so bequem gemacht hat, gerade jene Randbedingungen zu verwirklichen, die wir beim Durchblättern eines Lehrbuches der Elastizitätstheorie antreffen können; und weiters, welchen Einfluß Abweichungen von den Hafner'schen Randbedingungen auf das Spannungsfeld im Innern des Deckenblockes haben werden. In unserer Geomechanischen Abteilung wurden daher noch weitere Problemtypen untersucht, deren Randbedingungen in Abb. 5b–f) dargestellt sind.

In Abb. 5b) ruht der Deckenblock auf einem geschichteten, ideal-plastischen Substratum. Die Sohlenspannungen entsprechen dem Spannungszustand in einem ideal-plastischen (v. Mises) Streifen unter einfacher Scherung durch den horizontal bewegten Block (Mandl, G. & Shippam, K. G. in ‚Thrust and Nappe Tectonics‘ ed. by K. R. McClay & N. J. Price, Geol. Soc. Special Publ. No. 9, London, 1981; pp. 79–97). Der Stützdruck steigt in Überschiebungsrichtung leicht an und liefert so das Kraftmoment, welches ein Vornüberkippen des angeschobenen Blockes verhindert. Die vertikalen Seiten sind schubspannungsfrei. Die Annahme eines plastischen Substratums ist durchaus realistisch, wie die Inspektion verschiedener Deckensohlen gezeigt hat. Eine ganz andere Situation ist in Abb. 5c) dargestellt, wo der Block in reibendem Kontakt auf einer starren Unterlage aufliegt und unter Einfluß der Antriebsspannung erst in einem Teilgebiet den Reibungswiderstand überwunden hat, wie es etwa dem Ablösungsvorgang einer Decke entspricht. Im Gegensatz zu den in Abb. 5a–c) dargestellten Fällen werden in Abb. 5d–f) dem Block an seiner Rückseite Horizontalverschiebungen aufgezwungen. In Abb. 5d) ruht der Block wieder auf ideal-plastischer Unterlage, in Abb. 5e) auf einer elastisch-reibungsplastischen (Coulomb-plastischen) Unterlage, und in Abb. 5f) auf einem starren oder elastischen Substratum.

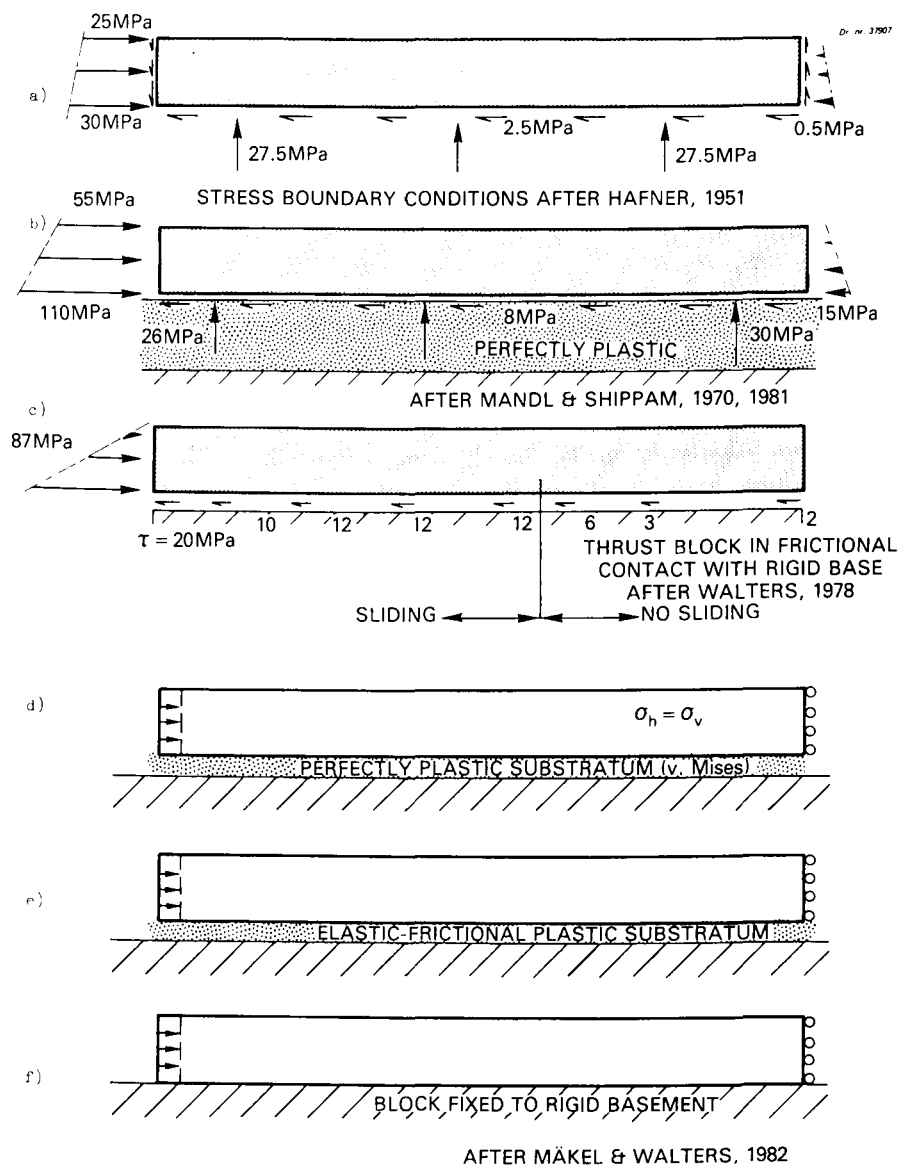


Abbildung 5:  
Mechanische Problemstellungen für angeschobenen Deckenblock.

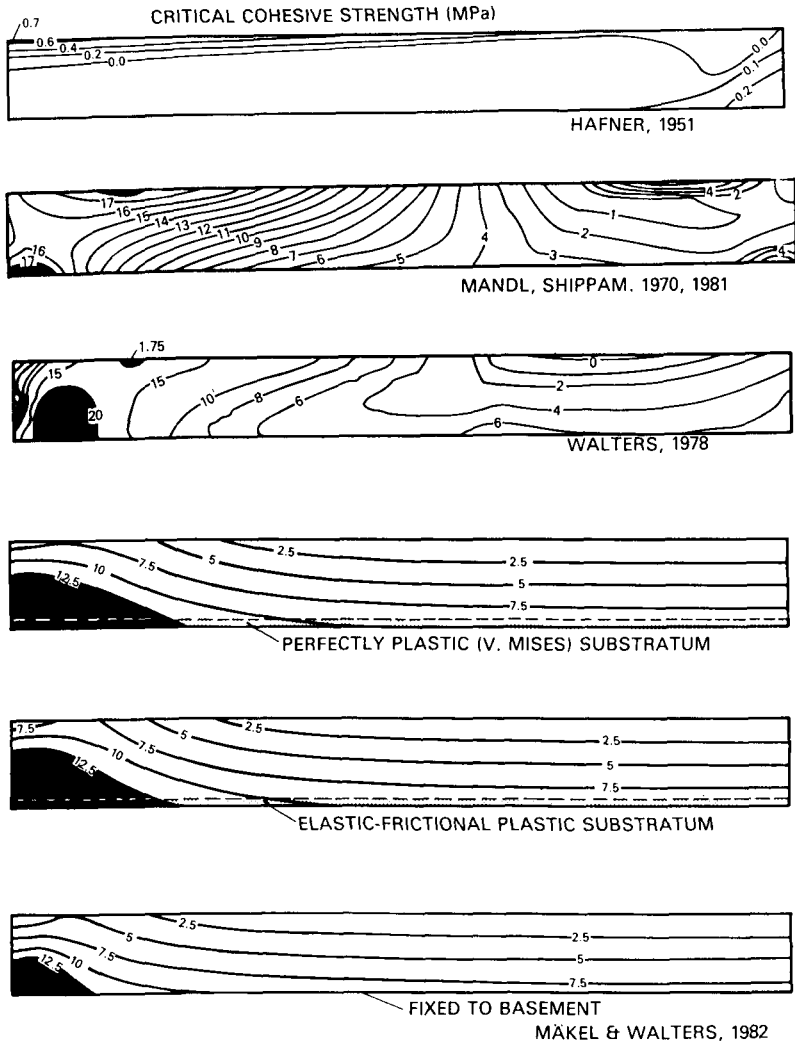


Abbildung 6:  
 Konturen minimaler Kohäsionsfestigkeiten für bruchlose Verformung.

Die Spannungsanalysen wurden mittels der Methode der finiten Elemente durchgeführt, wobei in den drei letzten Fällen auch die Entwicklung reibungsplastischer Scherzonen verfolgt wurde, worauf wir noch später zurückkommen werden.

Hier interessiert uns nur ein einziger Aspekt der Spannungsanalyse, nämlich der Wert der Scherfestigkeit, den das Gestein an jeder Stelle des Deckenblockes mindestens besitzen muß, um dem dort herrschenden Spannungszustand noch bruchlos widerstehen zu können. Da sich der druckabhängige Anteil der Scherfestigkeit sofort aus den Spannungen berechnen läßt, bleibt als Unbekannte nur der druckunabhängige, Kohäsionsanteil, der für bruchlose Verformung mindestens erforderlich ist.

Die errechneten Sollwerte der kohäsiven Scherfestigkeit sind in Abb. 6 in Reihenfolge der Randbedingungen von Abb. 5 konturiert und in MPa angegeben. Stellen deutlicher Maxima sind schwarz markiert. Wie man sieht, fällt Hafners Lösung vollkommen aus der Reihe und zeigt größte Bruchgefahr für die linke obere Ecke an, was lediglich ein oberflächliches ‚Absplittern‘ erwarten läßt. Bei den übrigen Analysen (Abb. 6b,c) mit vorgeschriebenen Randspannungen beginnt der Bruchvorgang an einer wohlbestimmten Stelle der Oberfläche und in der linken unteren Ecke. Bei vorgeschriebener Endverschiebung (Abb. 6d–f) besteht die größte Bruchgefahr in einem größeren Gebiet an der linken unteren Ecke.

Was zeigt uns der Vergleich der verschiedenen Modelle für diesen relativ einfachen tektonischen Vorgang?

Wohl genau das, was Geologen intuitiv zur Kritik und Ablehnung theoretisch-mechanischer Modelle tektonischer Phänomene bewogen hat – und was L. Müller, Salzburg, bereits 1948 klar ausgedrückt hat – daß es nämlich nicht sachgemäß ist, fertige analytische Lösungen aus der Technischen Mechanik auf die Tektonik zu übertragen, da der diesen Lösungen entsprechende Vorrat an Randbedingungen viel zu gering ist, um den breiten Bereich geologisch möglicher Randbedingungen erfassen und sondieren zu können.

Sachgemäße tektonomechanische Studien erfordern vielmehr die Möglichkeit, mit Rand- und Anfangsbedingungen, mit Materialparametern, und sogar mit den Stoffgesetzen selbst, zu experimentieren. Diese Möglichkeiten waren erst mit der Entwicklung schnellerer und leistungsfähigerer Computer und den damit einhergehenden Verbesserungen der numerischen Methoden gegeben. Im Vordergrund steht hier die wegen ihrer enormen Flexibilität aus den Ingenieurwissenschaften nicht mehr wegzudenkende Methode der finiten Elemente, deren erste Anwendungen in der Strukturgeologie Ende der sechziger Jahre erschienen. Damals war von H. Malina (1969, Veröff. Inst. Bodenmech. Felsmech. Univ. Karlsruhe, **40**, 1–89) in Prof. L. Müllers Institut ein Programm für felsmechanische Aufgaben entwickelt worden, mit dem H. Bock die Entstehung von sekundären Scherbrüchen simulieren und tektonische Restspannungen berechnen konnte (1971, *Rock Mechanics*, **3**, 225–238). Seither hat die Zahl tektonischer Studien, welche auf der Methode der finiten Elemente beruhen, dramatisch zugenommen. Es seien hier nur die interessanten Arbeiten von H.J. Neugebauer und Mitarbeitern zur Entstehung kontinentaler Riftsysteme erwähnt (z.B. *Geol. Rundschau*, **70**, 231–43; 1981), die eine theoretische Begründung der

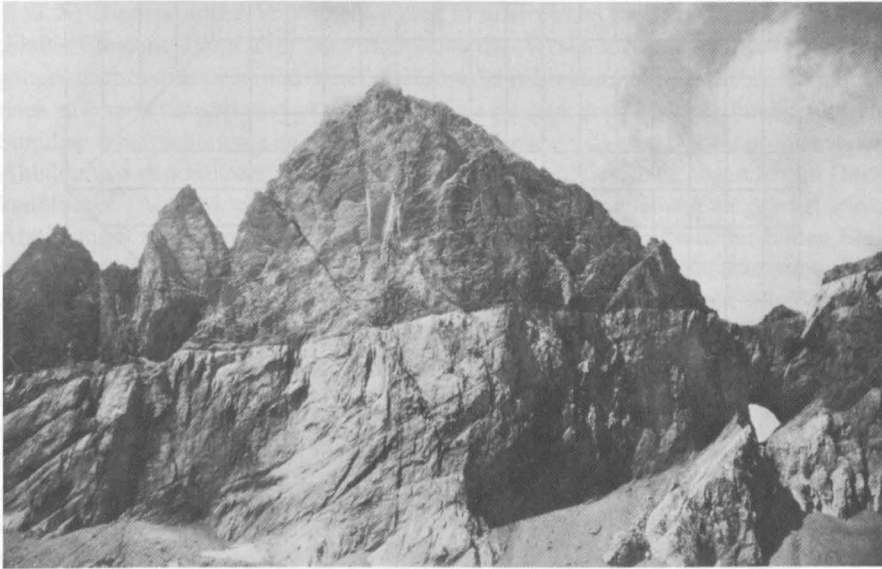


Abbildung 7:  
Glarner Decke (Schweiz) mit Tschingelhörnern und Überschiebungsfläche  
an der Oberseite des Malmkalkes.

Cloos'schen Grabenentstehungstheorie („Hebung – Spaltung – Vulkanismus“) erbrachten.

Wesentliche Voraussetzung für die numerische Simulation tektonischer Verschiebungsbrüche ist die Einbeziehung der Scherentfestigung des Gesteins als Folge von Auflockerung, Kornorientierung, Kornbruch, Wachsen von Mikrorissen oder Klüften, Katakklasis, ‚pressure solution‘ und dgl. Diese, mit der Scherverformung einhergehende Reduktion der Scherfestigkeit, ist die Hauptursache der auffälligen Konzentration des Schervorganges auf schmale Zonen oder Bänder – ja sogar auf Gleitflächen. Zur Illustration dieses Phänomens zeigt Abbildung 7 die Überschiebungsfläche der Glarusdecke (Schweiz).

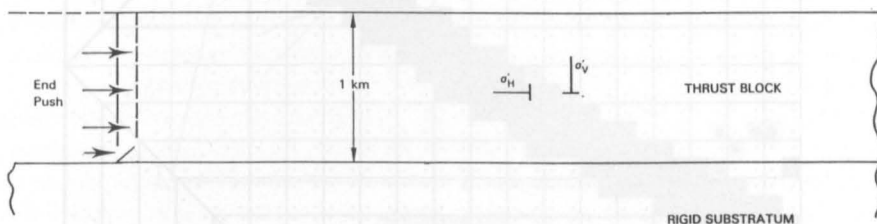


Abbildung 8:  
Deckenblock auf starrer Unterlage.

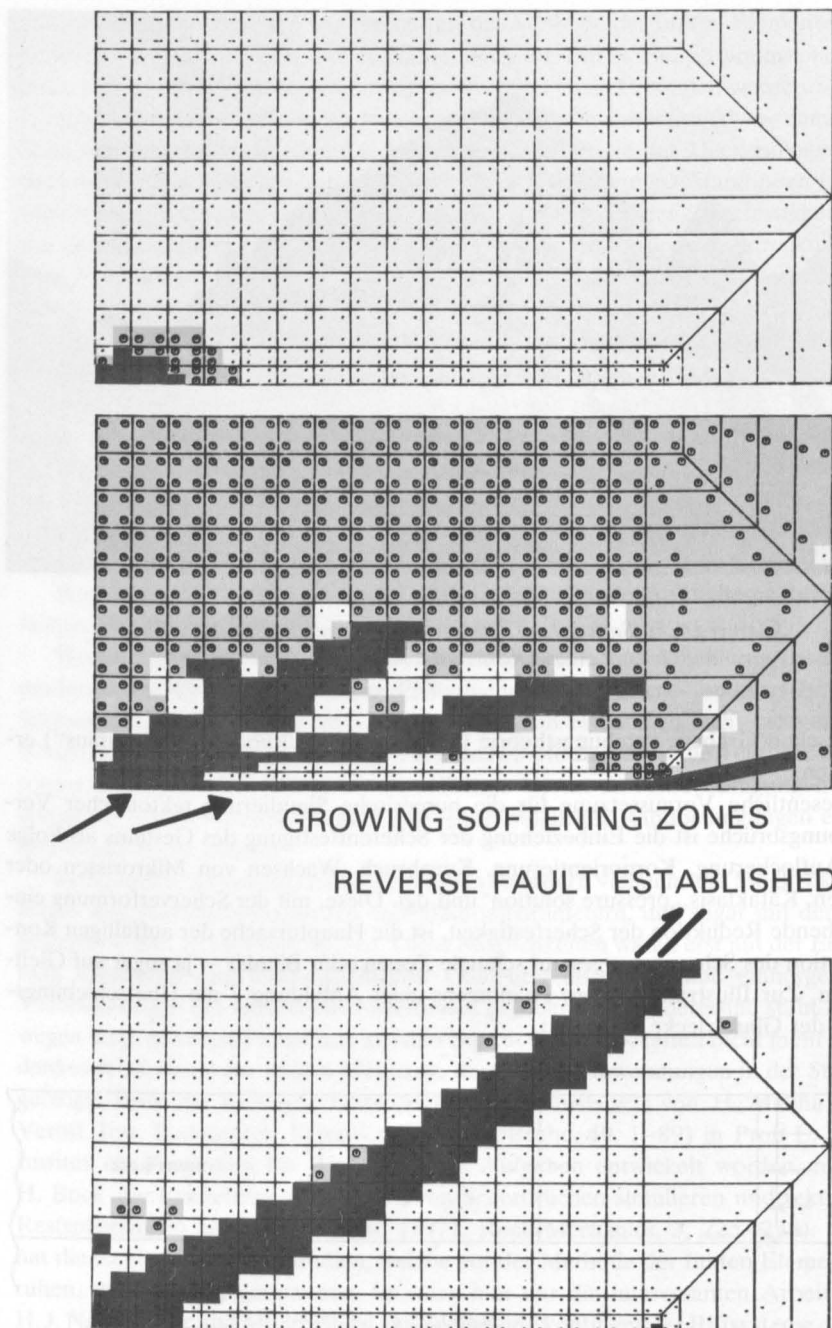


Abbildung 9:

Entwicklung einer Aufschiebung im rückwärtigen Teil des Deckenblockes von Abb. 8 nach 0.5, 3.75 und 5.5 m Verschiebung der Endfläche; Punkte (in weißem Gebiet), Kreise und Kreuze deuten jeweils elastischen, plastischen und entfestigten Zustand des Materials an (Mäkel, 1981).

J.N. Thomas und J.V. Walters haben in unserer Geomechanischen Gruppe ein „Finite Element“-Programm entwickelt, das das Wesentliche des Enfestigungsvorganges nachzuvollziehen und damit die Entwicklung tektonischer Scherbrüche numerisch zu simulieren gestattet. Als Beispiel einer solchen, von G. Mäkel durchgeführten Simulation betrachten wir im Anschluß an die bereits erwähnten Deckenprobleme der Abbildung 5 den Fall des noch nicht von einer starren Unterlage abgesicherten Deckenblockes (Abb. 8), dem nun schrittweise eine Endverschiebung aufgeprägt wird. Abbildung 9 zeigt den rückwärtigen Teil des Blockes mit dem Netz der finiten Elemente und drei Momentaufnahmen der Scherzonenentwicklung. Wie man sieht, führt erst der dritte „Anlauf“ einer Scherzonenbildung zu einer den ganzen Block durchschneidenden, leicht gekrümmten Aufschiebungsbahn.

Das der Scherzonensimulation zugrunde liegende Materialverhalten ist im Spannungs/Verformungs-Diagramm der Abbildung 10 (Diagramm der Oktaederschubspannung und Oktaederschubspannung und Oktaederschubspannung) dargestellt. Der Abschnitt I bis II der Spannungs/Verformungs-Kurve entspricht linear elastischem Stoffverhalten; ab II beginnt in zunehmendem Maße plastische Verformung wirksam zu werden, wobei Energie durch Kornreibung, Kornbruch, Wachsen von Mikrorissen, Auflockerung und dergleichen dissipiert wird. Hierbei verfestigt sich das Material noch etwas. Bei III ist der Grenz-

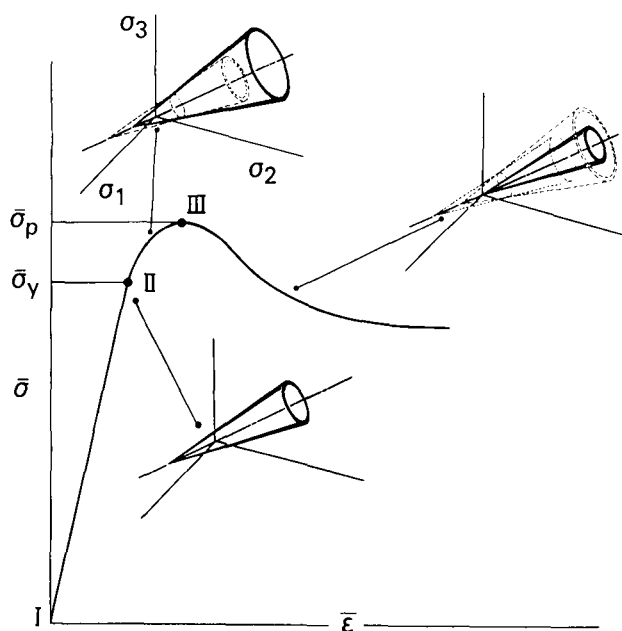


Abbildung 10:

Spannungs-Deformations-Diagramm für sprödes Gestein ( $\bar{\epsilon}$  Oktaederschubspannung,  $\bar{\sigma}$  Oktaederschubspannung); zugehörige Grenzkegel im Hauptspannungsraum.



spannungszustand erreicht („peak stress“), und weitere Verformung geht nun Hand in Hand mit Entfestigung des Materials und einer entsprechenden Abnahme der Schubspannung. Als Bedingung für das Einsetzen plastischer Verformung wurde die Drucker'sche Fließbedingung gewählt, die sich bekanntlich im Hauptspannungsraum als Kegel präsentiert, dessen Achse die Raumdiagonale ist. Verfestigung und Entfestigung werden nach Belieben vorgeschrieben durch Erweitern oder Schrumpfen des Grenzkegels in Abhängigkeit von der integrierten Scherverformung, wie in Abbildung 10 schematisch dargestellt ist. Verminderung der kohäsiven Scherfestigkeit äußert sich als Verschiebung der Kegelspitze (– im Programm abgerundet –) zum Ursprung hin. Die Entfestigung ist also derzeit noch als ein rein isotroper Prozeß behandelt.

#### IV. Die Kombination von Experiment und Computersimulation

Die Computersimulation von inelastischen Prozessen der geschilderten Art eröffnet zweifelsohne eine neue Phase in der mechanischen Analyse tektonischer Prozesse. Dies, und vor allem die Leichtigkeit, mit der sich in kontrollierter Weise Randbedingungen und Materialparameter ändern lassen, kann dazu verführen, den tektonischen Modellversuchen den Abschied zu geben und das Computereperiment ganz an ihre Stelle treten zu lassen. Durch Erfahrung wurden wir jedoch eines Besseren belehrt, wie das folgende Beispiel illustrieren möge.

Der tektonische Stil des zentralen Nordseegrabens ist von Inversion geprägt, d. h. von der Aufeinanderfolge von Absenkung und Hebung einzelner Schollen. Hierbei stellt sich uns das folgende, im oberen Diagramm der Abbildung 11 stark vereinfacht dargestellte Problem: Ein dickes Sedimentpaket ruht auf einer Unterlage stark verfestigten Gesteins (mindestens devonischen Alters). Dieses „Basement“ ist von Brüchen in lange Blöcke zerteilt, wovon einer im Querschnitt in der Abbildung dargestellt ist. Welche tektonischen Verschiebungsbrüche wird nun die Hebung eines solchen Blockes in der Sedimentdecke erzeugen? Im unteren Teil der Abbildung 11 ist das Netz der finiten Elemente gezeigt (mit jeweils vier Integrationspunkten). Aus Symmetriegründen beschränkt sich die Berechnung auf eine Hälfte des Sedimentpaketes. Als Beginnzustand der Effektivspannungen im Sedimentkörper wird angenommen, daß die Horizontalspannungen 70% des effektiven Überlagerungsdruckes betragen.

Um die Entwicklung von plastischen Scherzonen verfolgen zu können, benötigt man neben der bereits erwähnten Grenzbedingung auch Fließgesetze, die den Zusammenhang zwischen den (Deviator-)Spannungen und den inkrementellen Formänderungen beschreiben. Während für das elastisch-plastische Verhalten metallischer Werkstoffe solche Fließgesetze wohlbekannt, erprobt und allgemein akzeptiert sind, liegen in der Boden- und Felsmechanik die Verhältnisse etwas anders. Wegen der Druckabhängigkeit der Scherfestigkeit von Böden, Locker- und Festgesteinen können die Fließgesetze der Metallplastizität nicht ohne weiteres übernommen werden. Ihre Modifikation in Bezug auf reibungsplastisches Stoffverhalten hat zu unterschiedlichen und kontroversiellen Formulierungen geführt, weswegen es J. V. Walters und J. N.

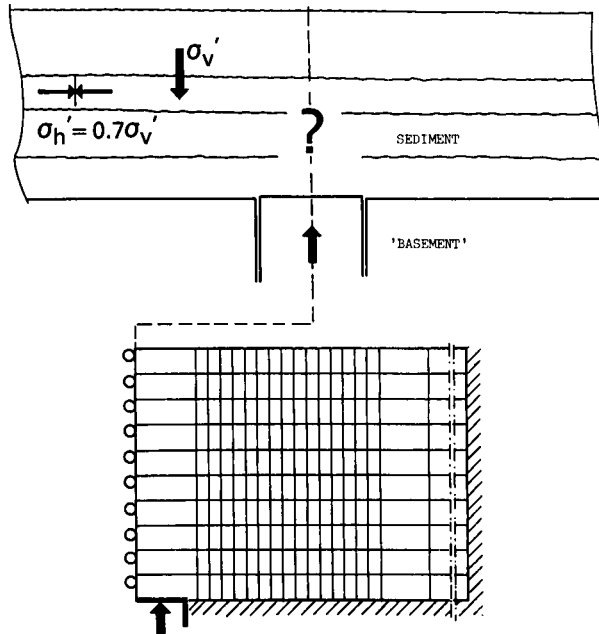


Abbildung 11:  
Vertikale Hebung eines Basementblockes und Netz der finiten Elemente.

Thomas angebracht erschien, unser Problem mit verschiedenen Fließgesetzen anzugehen („Shear zone developments in granular materials“, Proc. 4th Int. Conf. on Numerical Methods in Geomechanics, ed. Z. Eisenstein; pp. 263–74, Edmonton 1982).

Das älteste und vielleicht eleganteste Fließgesetz wurde 1952 durch D.C. Drucker und W. Prager in die Bodenmechanik eingeführt. In engster Analogie zur Mises'schen Plastizitätstheorie wird es aus der Grenzbedingung abgeleitet („Plastisches Potential“) und wird daher ein „assoziertes“ Fließgesetz genannt.

Abbildung 12 zeigt drei Stadien in der Entwicklung plastischer Zonen, wobei an den mit Kreuzen markierten Integrationspunkten das Material bereits den Grenzzustand erreicht und Entfestigung eingesetzt hat. Nach fünf Hebungsschritten zeigt sich bereits an der Ecke des aufsteigenden Blockes der Beginn einer plastischen Zonenentwicklung, während sich an der freien Oberfläche über dem aufsteigenden Block die Bildung einer untiefen, plastischen Dehnungszone (Graben) ankündigt. Auffallend ist, wie zwischen dem 30. und 45. Hebungsschritt die voll entwickelte plastische Zone entfesteten Materials über die ruhende Scholle einschwenkt. Noch deutlicher wird dies, wenn man die Versetzungen betrachtet, die das Material während eines Hebungsschrittes erfährt. In Abbildung 13 sind die absoluten Beträge dieser Versetzungsinkremente konturiert. Man sieht, wie aus dem anfänglich diffusen

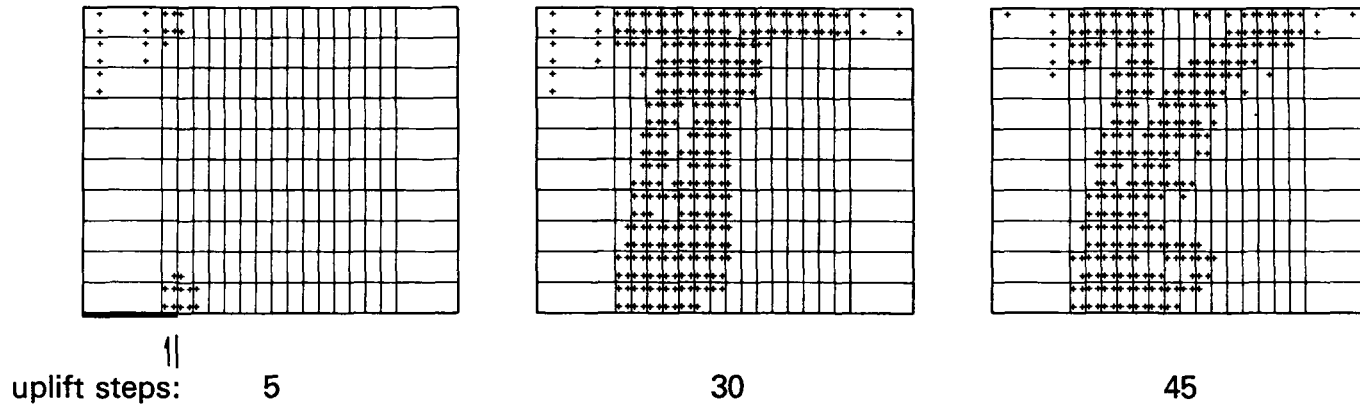


Abbildung 12:

*Entwicklung entfesteter plastischer Scherzonen nach J. V. Walters und J. N. Thomas (1982); Berechnung mittels assoziiertem Fließgesetz und Entfestigung durch Reduktion der inneren Reibung; (anfängliches Verhältnis von Horizontal- zu Vertikaldruckspannungen: 0.7).*

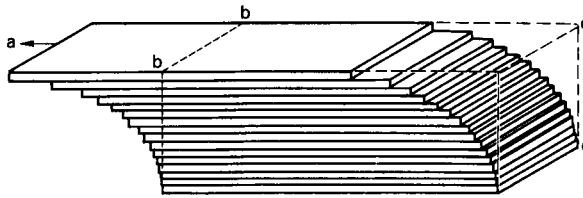


Abbildung 14:  
*Inhomogene, einfache Scherung (schematisch).*

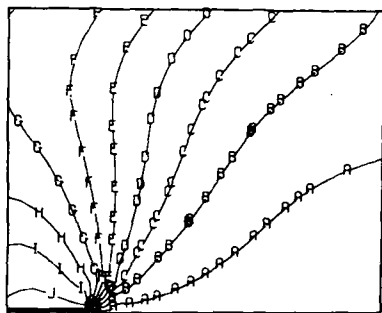
Versetzungsfeld eine deutliche Bündelung von Linien gleicher Versetzungsbeträge entsteht. Der Verformungsprozeß konzentriert sich also auf eine schmale Zone, die schließlich aus fast vertikaler Position heraus eine über die ruhende Scholle geneigte Stellung annimmt. Der parallele Verlauf der Konturlinien bedeutet natürlich, wie ein Vergleich mit der schematischen Darstellung in Abbildung 14 zeigt, daß die Verformung den Charakter einer einfachen Scherung hat, also als Verschiebungsbruch in statu nascendi gedeutet werden darf.

Vergleichen wir nun das numerische Resultat mit dem Modellexperiment. Bei diesem Experiment ruht ein sorgfältig sedimentiertes Sandpaket mit horizontalen Markierungsstreifen auf einem Untergrund, aus dem ein einzelner Block durch einen Motor langsam in vertikaler Richtung in das Sandpaket gedrückt wird. Vorder- und Rückseite dieser von F. Lehner entwickelten Sandbox bestehen aus dicken Glasplatten, durch die man die Verformungen des Sandpaketes beobachten kann. Abbildung 15 zeigt den typischen Verlauf eines solchen Versuches. Die Aufschiebungen stimmen der Form nach recht gut mit den errechneten überein, die Reihenfolge ihrer Entstehung ist jedoch gerade umgekehrt.

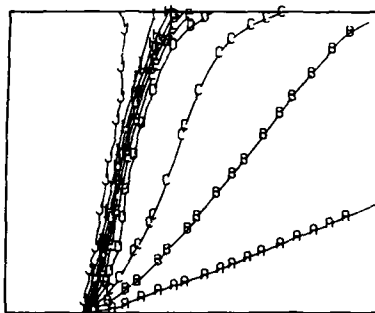
Die Vermutung liegt nahe, die Ursache dieser Diskrepanz im verwendeten Fließgesetz zu suchen. Nun hat bekanntlich das Drucker-Prager'sche Fließgesetz die unerwünschte Eigenschaft, daß es eine der Scherverformung proportionale Volumenvergrößerung impliziert, die natürlich die tatsächlich stattfindende Auflockerung des Gesteins weit übertrifft und entsprechend unrealistische Spannungsumlagerungen verursachen dürfte. Thomas und Walters ersetzten daher das Drucker-Prager'sche Fließgesetz durch ein nicht-assoziiertes, bei dem unabhängig von der Grenzbedingung ein realistischeres Dilatanzverhalten des Materials vorgeschrieben werden kann. Wie Abbildung 16 zeigt, wurde damit auch hinsichtlich der zeitlichen Abfolge der Scherzonenentwicklung vollständige Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt.

Das Materialgesetz wurde also gewissermaßen mit Hilfe des Experiments geeicht, was die Unentbehrlichkeit des Experiments wohl hinreichend illustriert.

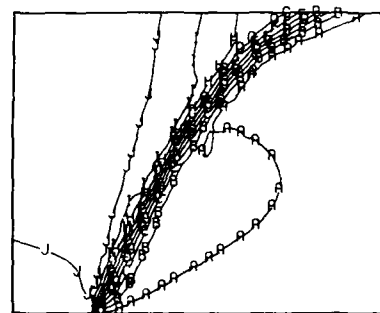
Nachdem Berechnung und Experiment in Einklang gebracht waren, erhob sich die Frage nach der Übereinstimmung mit dem großmaßstäblichen, tektonischen Phänomen. Kommen die bogenförmigen ‚Vorläuferverschiebungen‘ in der Natur überhaupt vor? Überraschenderweise ergab eine Studie, daß diese Strukturen im großen, tektonischen Maßstab seltener vorkommen als unsere Experimente erwarten ließen. Auf



uplift steps: 5



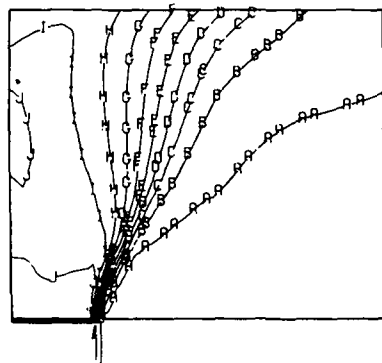
30



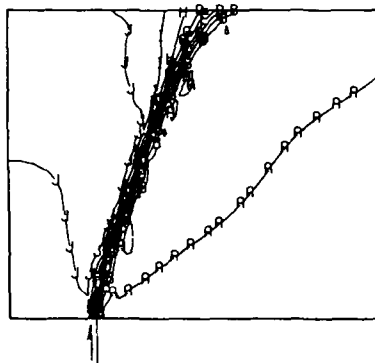
45

Abbildung 13:

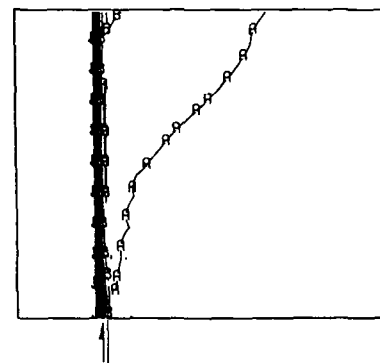
Linien gleicher Absolutbeträge der inkrementellen Materialversetzungen während eines Hebungs-schrittes (assoziertes Fließgesetz); nach J. V. Walters und J. N. Thomas, 1982.



uplift steps: 20



30



90

Abbildung 16:

Linien gleicher Absolutbeträge der inkrementellen Materialversetzungen bei realistischem Dilatanz-verhalten (nicht-assoziertes Fließgesetz); nach J. V. Walters und J. N. Thomas, 1982.

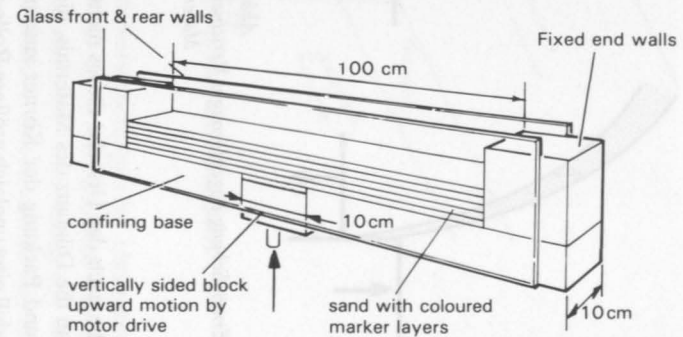
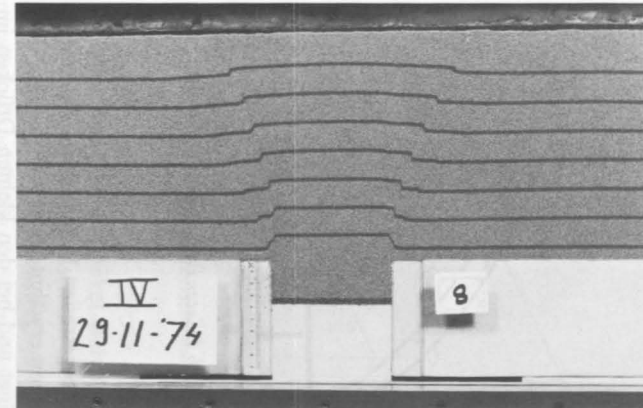
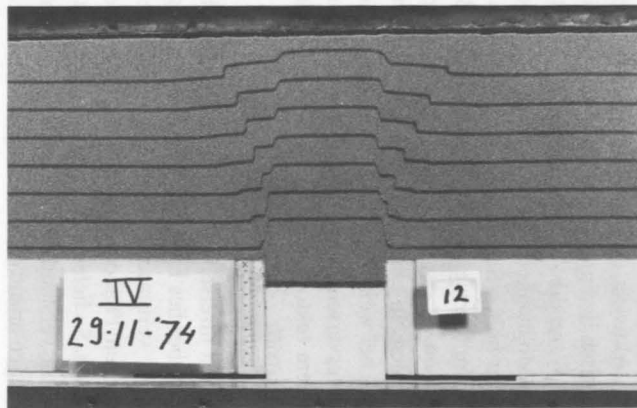
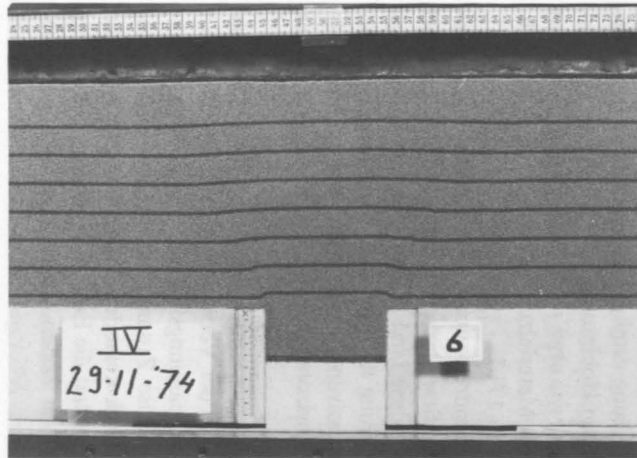


Abbildung 15:  
Entwicklung von „Vorläufer“-Verschiebungen im Experiment mit Sand.

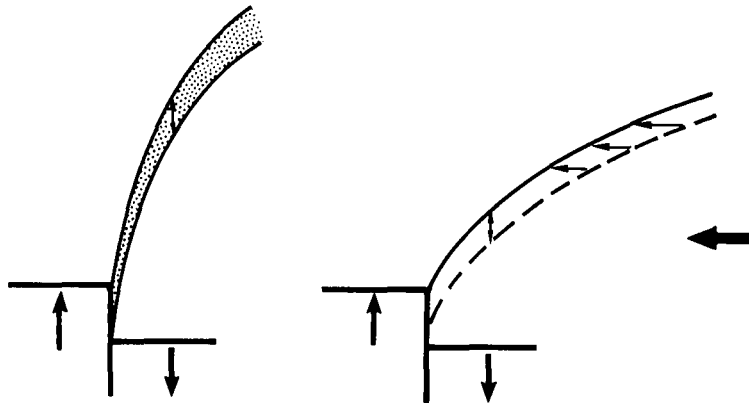


Abbildung 17:  
Ermöglichung bogenförmiger Verschiebungen durch Dilatanz oder durch seitlichen Materialzuschub.

der Suche nach der Ursache dieses nicht maßstabsgetreuen Verhältnisses denkt man wieder an die Dilatanz des Materials, die wie schon erwähnt, direkt mit Größe, Verteilung und Packung der Körner zusammenhängt und bei den kleinen Drücken im Sandmodell eine ungleich größere Rolle spielt als unter den in der Natur herrschenden Effektivdrücken. Abbildung 17a) zeigt schematisch, wie Dilatanz in der Scherzone die Aktivität einer bogenförmigen Verschiebung ermöglicht, die ja mit einer kinematisch bedingten Bildung eines spaltförmigen Hohlraums unverträglich ist.

Wenn die Auflockerung unterdrückt wird, wie etwa in größerer Tiefe, besteht nur die Möglichkeit, dieses ‚Raumproblem‘ durch Materialzuschub von der Seite her, d. h. unter hohen Seitendrücken, zu beheben (Abb. 17b).

Im Versuch lassen sich Dilatanz und Seitendruck nur schwer und ungenau beeinflussen. In der Computersimulation können diese Parameter nach Wunsch geändert werden. In einer ausführlichen Parameteranalyse fand Walters dann auch bestätigt, daß bei weitgehend unterdrückter Auflockerung die typischen, bogenförmigen Vorläuferverschiebungen nur in einem kompressiven Regime operieren können – in einem tektonischen Regime also, wo der Horizontaldruck den Überlagerungsdruck übertrifft.

Die Computersimulation wird also nicht nur vom Sandexperiment ergänzt, sie grenzt ihrerseits auch den Anwendungsbereich der Versuchsergebnisse ab. Sie liefert uns überdies Einsicht in die Entwicklung des Spannungsfeldes, das tektonische Strukturen verursacht, und enthüllt auf diese Weise Zusammenhänge zwischen tektonischen Phänomenen, die auf den ersten Blick keinerlei Zusammenhang vermuten lassen. So liefert das soeben besprochene Resultat die Erklärung für eine bisher wohl kaum verstandene Strukturform, die häufig in Zonen tektonischer Seitenverschiebungen anzutreffen ist.

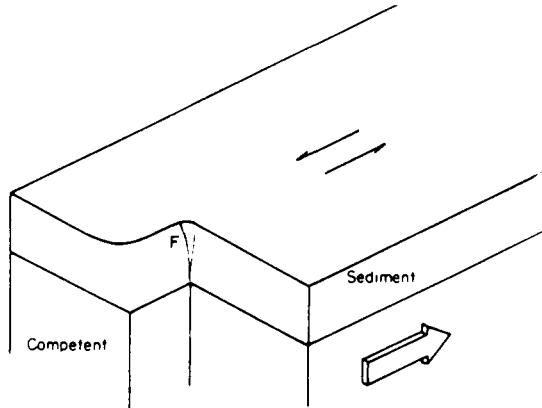


Abbildung 18:  
Horizontalverschiebung im Untergrund eines Sedimentpaketes.

Wenn ein Sedimentpaket durch Horizontalverschiebungen im Untergrund verformt wird, wie schematisch in Abbildung 18 gezeigt ist, so entwickelt sich im Sedimentpaket zunächst keineswegs eine durchlaufende, zur aufgezwungenen Scherung parallele Bruchfläche, sondern gestaffelte Scherbrüche. Diese, bereits von H. Cloos und W. Riedel in den späten zwanziger Jahren in Versuchen mit Ton entdeckten Bruchstrukturen, verlaufen an der Oberfläche quer zum Streichen der Verschiebungen im Untergrund (Abb. 19). Obwohl diese Scherversuche von vielen und in vielerlei Varianten wiederholt worden sind, wurde dem Verlauf dieser Staffelbrüche in der Tiefe wenig Aufmerksamkeit geschenkt. Wegen der Bedeutung dieser Strukturen für

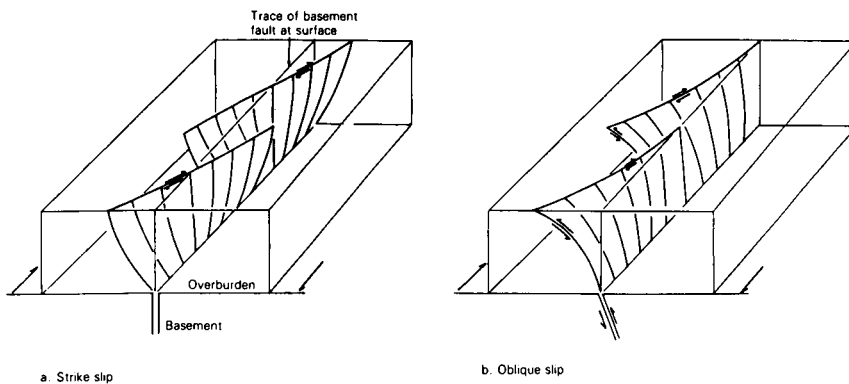


Abbildung 19:  
Riedel'sche Scherbrüche (schematisiert nach Experimenten);  
a) bei reiner Horizontalverschiebung, b) bei zusätzlicher Auftriebskomponente (Naylor, 1981).



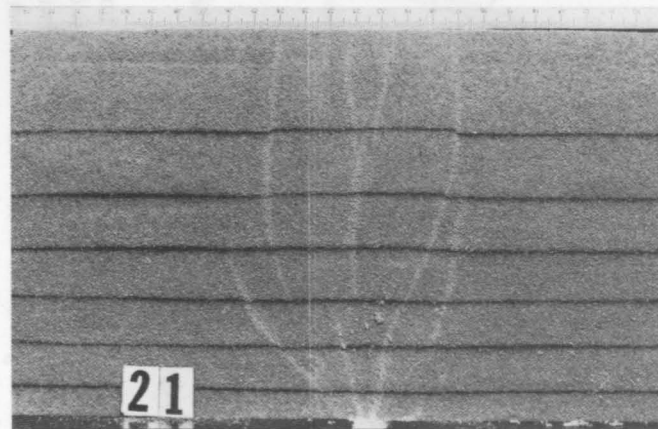
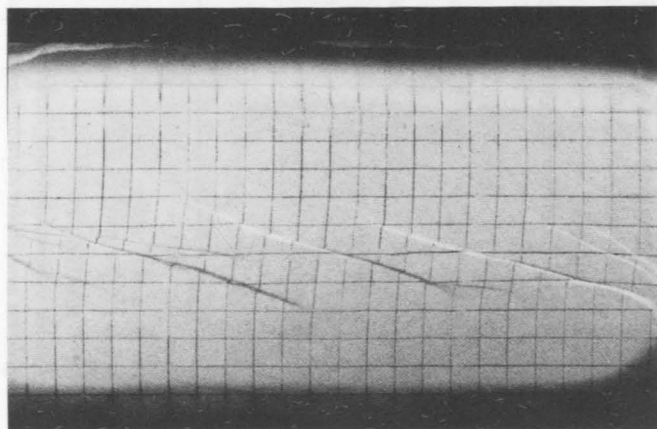


Abbildung 20:

Riedel'sche Scherbrüche im Sandexperiment:

a) Bruchstrukturen an der Oberfläche, b) typische 'Tulpen'-Struktur im Querschnitt (Naylor & Horsfield, 1979).

die Ölindustrie haben in unserer Geomechanischen Gruppe W.T. Horsfield und M. A. Naylor in einer großen Anzahl von Scherversuchen mit Sand die dreidimensionale Gestalt dieser ‚Riedelschen Scherbrüche‘ studiert. Hierbei ergab sich, daß bei rein horizontaler Verschiebung im Untergrund die Riedelschen Brüche die in Abbildung 19a) schematisch gezeigte ‚Pflugscharform‘ annehmen, nach oben also konkav gekrümmt sind. Im Vertialschnitt quer zur Verschiebungsrichtung im Untergrund erinnern die beobachteten Spuren der einander überlappenden Brüche im gesicherten Sandpaket an eine Tulpe (Abb. 20). Im Gegensatz zu dieser ‚Tulpenstruktur‘ zeigen jedoch seismische Querprofile von Horizontalverschiebungszonen häufig nach oben zu konvexe, also flacher werdende Verschiebungsflächen – in der amerikanischen Literatur deswegen manchmal ‚Palmtree‘-Strukturen genannt.

Worauf läßt sich die unterschiedliche Gestalt von ‚Tulpen‘- und ‚Palmen‘-Strukturen zurückführen?

Unsere Studie der Entstehung von konvexen Vorläuferstrukturen bei der Hebung eines Basementblockes gibt einen Hinweis: Bei unterdrückter Dilatanz konnten diese Strukturen nur entstehen, wenn in der Sedimentdecke die zum Streichen der Basementbrüche senkrechte Horizontaldruckspannung den Überlagerungsdruck übertraf. Gerade dies wird bei Horizontalverschiebungen häufig zutreffen, vor allem wenn die Basementbrüche etwas geneigt sind und der Horizontalverschiebung eine Aufschiebungskomponente überlagert wird, wie es in Abbildung 19b) skizziert ist. Die damit verbundene seitliche Einengung der Sedimentdecke läßt erwarten, daß die mit der Horizontalverschiebung einhergehende Anhebung des Untergrundes den Riedelschen Scherflächen eine nach oben konvexe Form aufprägt. Dies wird vom Experiment voll bestätigt, wie die schematisierte Darstellung der experimentellen Resultate in Abbildung 19b) zeigen soll.

Blicken wir am Ende dieser Ausführungen auf die im Titel gestellte Frage zurück, so hoffen wir an Hand von einigen Beispielen zweierlei gezeigt zu haben: Erstens, daß für die kritische, ja ablehnende Haltung, die die tektonomechanische Forschung in der Vergangenheit von geologischer Seite erfahren hat, sachliche – wenn auch nicht ausreichende – Gründe angeführt werden können. Zweitens, daß diese Gründe heute nicht mehr gelten angesichts der Möglichkeiten, welche die Computersimulation tektonischer Prozesse in Kombination mit Modellexperimenten, mechanischer Theorie und Feldstudien bietet. Das Erfolgsrezept liegt m.E. in der umsichtigen Synthese dieser, sich wechselseitig ergänzenden und korrigierenden Methoden.